



Bases de neutronique : coefficients de réactivité dans les réacteurs nucléaires

P. Reuss

► To cite this version:

P. Reuss. Bases de neutronique : coefficients de réactivité dans les réacteurs nucléaires. École thématique. Ecole Joliot Curie "Production d'énergie nucléaire et traitement des déchets : des filières d'aujourd'hui aux solutions innovantes", Maubuisson, (France), du 9-14 septembre 1996 : 15ème session, 1996. cel-00651953

HAL Id: cel-00651953

<https://cel.hal.science/cel-00651953>

Submitted on 14 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

BASES DE NEUTRONIQUE : COEFFICIENTS DE RÉACTIVITÉ DANS LES RÉACTEURS NUCLÉAIRES

Paul REUSS

Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires

INSTN/UERTI

CEA/Saclay, F-91191 GIF-SUR-YVETTE CEDEX

Tél. : 01 69 08 24 12 ; Fax : 01 69 08 99 50 ; E-Mail : reuss@instndir.cea.fr

Septembre 1996

Résumé : dans le but de fournir quelques éléments d'analyse de sûreté sur les problèmes de recyclage du plutonium dans les réacteurs à fission et d'incinération de déchets nucléaires, cette note à caractère didactique rappelle les notions de réactivité (mesure de l'écart à la criticité du facteur de multiplication d'un système) et de coefficients de réactivité (dérivées de ce facteur par rapport aux variables d'état du système), décrit les principaux effets physiques susceptibles de modifier la réactivité et examine comment les coefficients qui les quantifient dépendent des grandes caractéristiques du système.

Abstract : with the objective to give some clues for the safety analysis related to the plutonium recycling and to the incineration of nuclear wastes, this paper recalls some basic neutron physics : reactivity (measure of the deviation from the critical state of a system) and reactivity coefficients (variations of the reactivity with the state variables of the system). The physical effects which can modify both the reactivity and the reactivity coefficients are examined.

Sommaire

- Réaction en chaîne de fissions	3
- Notion de réactivité	4
- Analyse du bilan neutronique	7
- Éléments de conception des réacteurs	13
- Coefficients de réactivité	15
- Coefficients de température	16
• Cas des réacteurs à eau sous pression	17
• Cas des réacteurs à neutrons rapides	21
- Typologie générale des effets sur la réactivité	22
- Variation des coefficients de réactivité avec l'état du système	23
• Problématique de l'utilisation du bore dans les REP	23
• Problématique du recyclage du plutonium dans les REP	25
• Problématique de la consommation accrue du plutonium	29
- Conclusions	31
- Bibliographie	32

Réaction en chaîne de fissions

La réaction en chaîne de fissions dans les réacteurs nucléaires est basée sur deux particularités de la physique nucléaire :

- Le neutron peut facilement provoquer la fission d'un noyau lourd du fait, outre l'apport de son énergie cinétique, de l'apport d'énergie résultant de sa liaison avec les autres nucléons de la « cible ». Pour quelques noyaux (un nucléide naturel, l'uranium 235, et quelques nucléides artificiels, les plutonium 239 et 241, l'uranium 233...) l'énergie de liaison seule suffit pour provoquer la fission avec une grande probabilité.
- Quelques neutrons – en moyenne entre 2,5 et 3 suivant les noyaux – sont émis lors d'une fission. Cela résulte de la courbure de la « vallée de stabilité » des noyaux : les fragments de la fission sont trop chargés en neutrons et en éjectent quelques-uns⁽¹⁾.

Si l'on parvient à récupérer des neutrons émis par fission pour provoquer de nouvelles fissions, une réaction en chaîne, très similaire à celle d'une combustion usuelle, pourra être envisagée. Cette « combustion nucléaire » est exo-énergétique car les noyaux lourds sont moins liés (en terme d'énergie de liaison moyenne par nucléon) que les noyaux intermédiaires ; ordre de grandeur : 200 MeV par fission, soit, par unité de masse, environ un million de fois plus que la combustion chimique.

En pratique, deux voies sont possibles :

- La première cherche à utiliser les neutrons tels qu'ils sont fournis par la fission, c'est-à-dire à une énergie de l'ordre de 2 MeV (vitesse de 20 000 km/s). Il est indispensable alors que la matière soit très riche en matière fissile, sinon trop de neutrons seraient perdus dans des captures stériles par d'autres matériaux. Cette voie est celle des bombes dites « atomiques » et celle des réacteurs à neutrons rapides.
- La deuxième voie cherche à tirer partie des très grandes sections efficaces que présentent les noyaux fissiles pour les neutrons lents. Elle consiste à ralentir les neutrons par diffusions successives, dans un matériau bien choisi appelé « modérateur », avant

1. Cette courbure de la vallée de stabilité a aussi comme conséquence que ces produits sont presque systématiquement radioactifs, ce qui évidemment complique la gestion des « cendres » de la « combustion nucléaire ».

de les absorber dans la matière « combustible ». Il est possible, dans ces conditions, d'utiliser un « combustible » peu riche en noyaux fissiles, voire même l'uranium naturel constitué de seulement 0,72 % d'uranium 235 (fissile) et de 99,28 % d'uranium 238 qui ne peut pas subir la fission par neutrons lents (et ne la subit que rarement par neutrons rapides). Cette voie est celle des réacteurs dits à « neutrons thermiques » car un bon modérateur amène le « gaz » neutronique presque à l'équilibre avec la température du milieu (la vitesse des neutrons thermiques est de l'ordre de 2 à 3 km/s). La plupart des réacteurs électronucléaires sont des réacteurs à neutrons thermiques modérés au graphite, à l'eau lourde et, le plus souvent, à l'eau ordinaire (en France notamment).

Notion de réactivité

L'équilibre – ou le déséquilibre – d'une réaction en chaîne de fissions dans un réacteur nucléaire est caractérisé par la valeur du *facteur de multiplication* k défini comme le rapport moyen entre l'effectif d'une génération de neutrons et l'effectif de la génération précédente qui lui a donné naissance ou, ce qui revient au même, entre les nombres de fissions à une étape donnée et à l'étape précédente :

- si $k > 1$ ces effectifs croissent au cours du temps ; le système est *surcritique* ;
- si $k < 1$ ces effectifs décroissent au cours du temps ; le système est *sous-critique* ;
- si $k = 1$ ces effectifs restent constants au cours du temps ; le système est alors qualifié de *critique*.

Le facteur de multiplication est le produit $\pi \nu$ de la probabilité π qu'un neutron émis par fission induise une nouvelle fission (c'est-à-dire qu'il ne soit pas capturé de façon stérile dans le ou hors du système) par le nombre moyen ν de neutrons émis lors d'une fission.

Pour situer le système par rapport à la criticité, la *réactivité* est aussi souvent utilisée ; elle est définie par :

$$\rho = \frac{k - 1}{k}$$

et permet de centrer sur zéro la criticité. Elle est généralement exprimée en *pcm* (pour cent mille).

Après extinction d'éventuels transitoires, le réacteur évolue selon un mode exponentiel $\exp(\omega t)$ avec une constante de temps ω du signe de ρ et de valeur absolue d'autant plus grande que la valeur absolue de la réactivité est élevée : voir les figures 1a et 1b. (Si le réacteur est critique, ce mode asymptotique est un régime stationnaire : c'est celui qu'établit l'exploitant en situation nominale.)

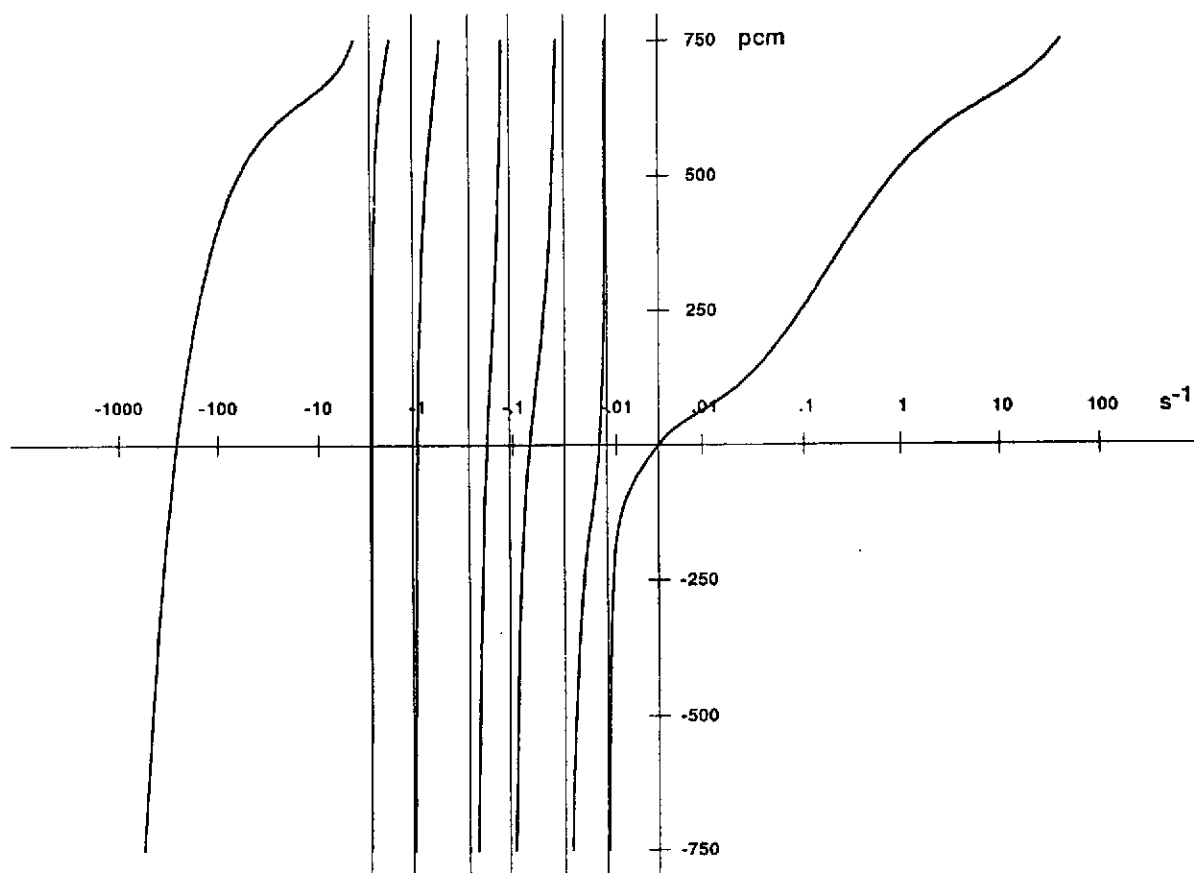


Figure 1a

Représentation graphique de l'équation de Nordheim pour un réacteur à eau sous pression et à uranium 235 : valeurs de ω (en abscisses) des différents modes pour une réactivité ρ donnée (en ordonnées).

Le paramètre-clef dans l'expression de ω est la proportion β des *neutrons retardés*, c'est-à-dire ceux qui sont émis non pas directement au moment de la fission mais, en moyenne, une dizaine de secondes plus tard après une désintégration bêta d'un fragment de

fission. Cette proportion est, en quelque sorte, l'*unité naturelle* de réactivité ; par exemple :

- $\beta = 650$ pcm pour l'uranium 235,
- $\beta = 210$ pcm pour le plutonium 239, etc.

Tant que la réactivité est soit négative, soit positive mais nettement inférieure à β , la constante ω est petite et l'évolution est lente (après extinction d'éventuels transitoires).

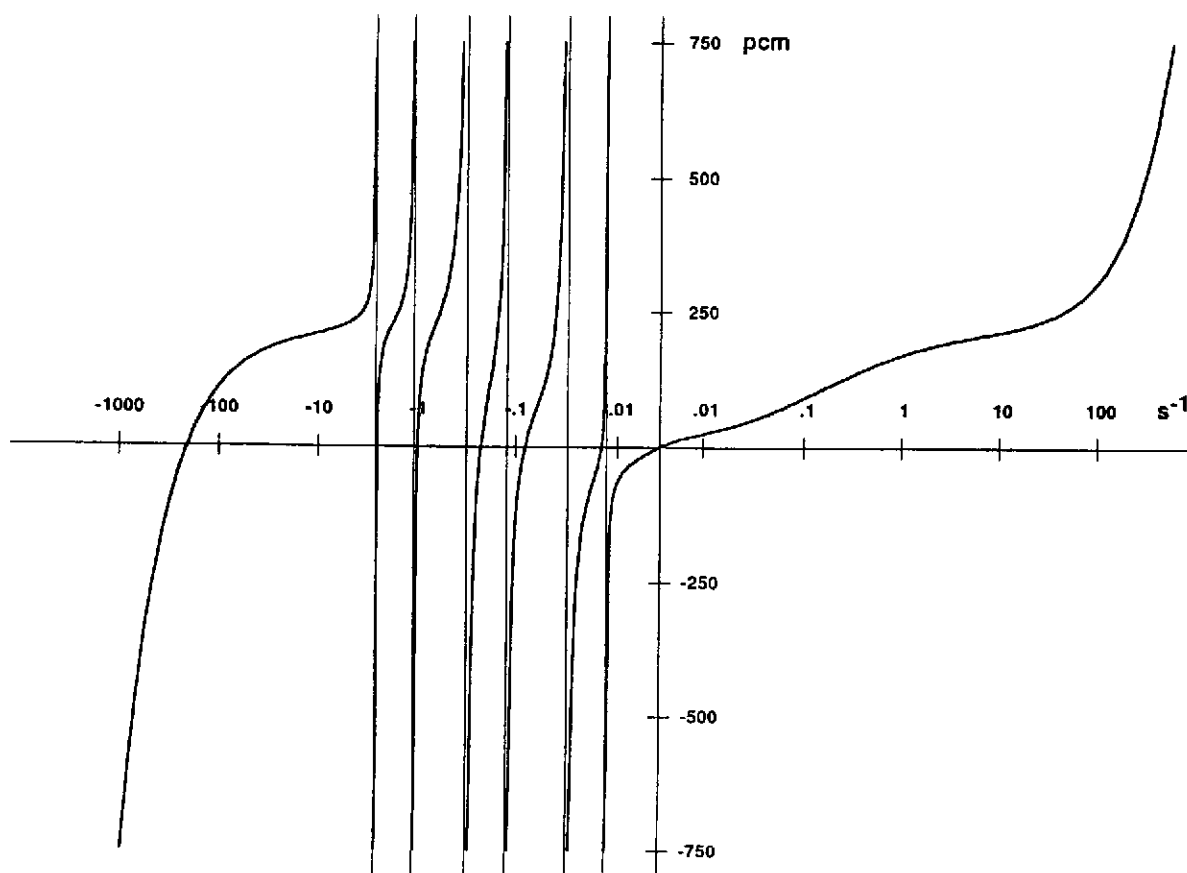


Figure 1b

Représentation graphique de l'équation de Nordheim pour un réacteur à eau sous pression et à plutonium 239. On remarquera que ce réacteur est plus « nerveux » que le précédent : pour une réactivité donnée, la valeur absolue de la constante de temps ω du mode principal est plus grande.

Si, par contre, la réactivité s'approche de, et a fortiori dépasse β , la croissance exponentielle de la population neutronique – et de la puissance du réacteur qui lui est proportionnelle – devient extrêmement rapide : elle n'est plus gouvernée par la longue durée de vie « effective » des neutrons retardés mais par la très courte

durée de vie (réelle) des *neutrons prompts* : quelques 10^{-7} s pour un réacteur à neutrons rapides, quelques 10^{-5} s pour un réacteur à eau sous pression, par exemple. Il est impératif d'éviter qu'un réacteur devienne ainsi surcritique par les seuls neutrons prompts et de s'assurer que si une telle situation survenait, des contre-réactions suffisantes interviendraient spontanément pour abaisser la réactivité.

Nous abordons là une notion de coefficient de réactivité ; mais avant de la détailler, il est utile d'examiner, à partir d'une analyse un peu plus fouillée du bilan neutronique, comment jouent sur le facteur de multiplication les principaux paramètres intervenant dans la conception des réacteurs.

Analyse du bilan neutronique

Il est commode d'introduire dans les raisonnements la valeur k_{∞} qu'aurait le facteur de multiplication si le réacteur était infiniment grand et d'écrire :

$$k = k_{\infty} P_{NF}$$

où P_{NF} est la probabilité de non-fuite du neutron (figure 2). Dans le cadre de la théorie élémentaire de la neutronique, elle s'écrit :

$$P_{NF} = \frac{1}{1 + M^2 B^2}$$

où l'*aire de migration* M^2 est le sixième du carré moyen $\langle r^2 \rangle$ de la distance parcourue par les neutrons à vol d'oiseau et le *laplacien géométrique* B^2 un paramètre caractérisant la forme et les dimensions du système ; par exemple :

$$B^2 = \pi^2/R^2 \text{ pour une sphère de rayon } R ;$$

$$B^2 = \pi^2/H^2 + j^2/R^2 \text{ pour un cylindre de hauteur } H \text{ et de rayon } R \text{ (} j = 2,405 : \text{premier zéro de la fonction de Bessel } J_0 \text{)} ;$$

$$B^2 = 3 \pi^2/a^2 \text{ pour un cube d'arête } a.$$

Le facteur de multiplication infini est traditionnellement décomposé en un produit de quatre facteurs :

$$k_{\infty} = \epsilon p f \eta$$

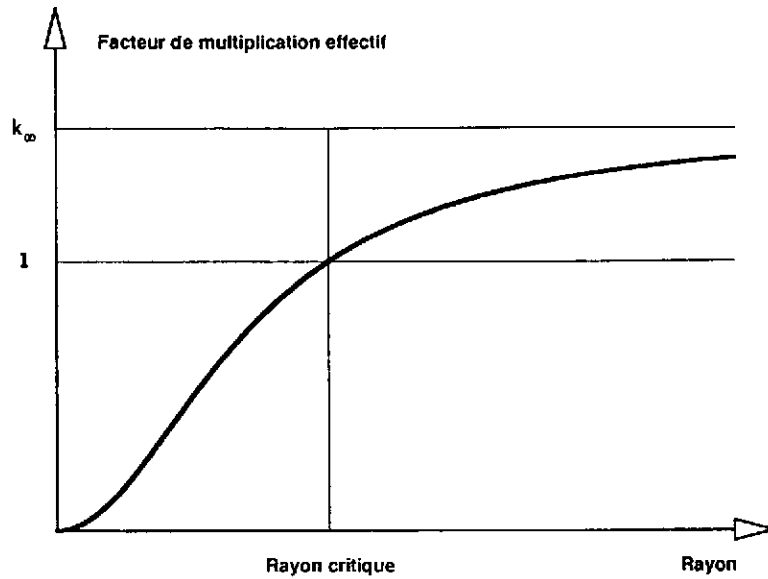


Figure 2

Variation du facteur de multiplication « effectif » d'un réacteur nu et homogène en fonction de sa taille.

Pour les *réacteurs à neutrons rapides* cette décomposition (figure 3a) est intéressante pour comparer différents concepts mais n'est pas réellement utile pour l'analyse des coefficients de réactivité que nous voulons faire ici.

Pour les *réacteurs à neutrons thermiques*, en revanche, cette décomposition (figures 3b et 3c) et les formules simples associées permettent (et c'en est même le principal intérêt) une analyse qualitative très physique des effets en réactivité (effets de température, efficacité du bore, etc.) et s'avèrent même étonnement précises sur le plan quantitatif. C'est pourquoi nous rappellerons rapidement ce formalisme.

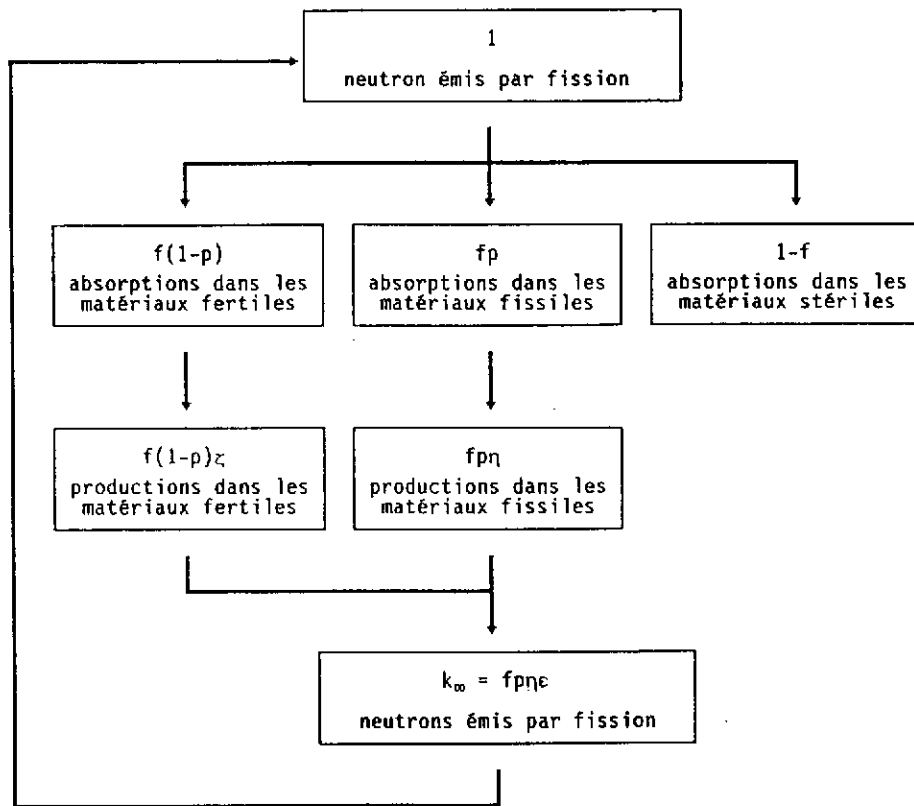
Le *facteur de fission rapide* ϵ , peu sensible aux variations d'état, ne figure ici que pour mémoire.

Le *facteur antitrappe* p , s'écrit (les notations sont usuelles) :

$$p = \exp \left[- \frac{V_c N_c I_{\text{eff}}}{V_m N_m (\Sigma \sigma_s)_m} \right]$$

Les termes au numérateur et au dénominateur expriment la compétition entre les deux processus qui régissent le ralentissement des neutrons, respectivement la capture dans les résonances du maté-

riau combustible (de l'uranium 238, principalement) qui les fait disparaître (numérateur) et la diffusion (sur le modérateur, principalement) qui leur fait perdre leur énergie cinétique et les amène finalement dans le domaine thermique (dénominateur).



A = absorption

P = production

F = fissile

f = fertile

s = stérile

$$f = A_{F+f}/A_{F+f+s}$$

$$p = A_f/A_{F+f}$$

$$\eta = P_F/A_F$$

$$z = P_f/A_f$$

$$c = 1 + \frac{1-p}{p} \frac{z}{\eta} = 1 + \frac{P_f}{P_F}$$

Figure 3a

Décomposition du facteur de multiplication « infini » en quatre facteurs, pour les réacteurs à neutrons rapides.

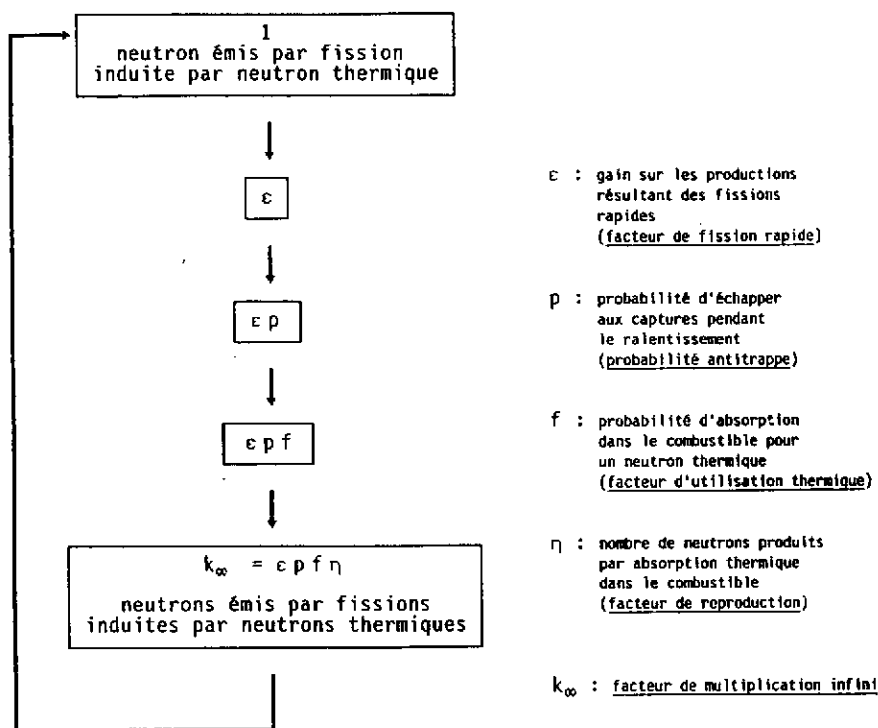


Figure 3b

Décomposition du facteur de multiplication « infini » en quatre facteurs, pour les réacteurs à neutrons thermiques.

• Facteur de fission rapide :	1,07
• Probabilité antitrappe :	0,75
• Facteur d'utilisation thermique :	0,92
• Facteur de reproduction :	1,78
• Facteur de multiplication infini :	1,31
• Nombre moyen de neutrons émis par fission :	2,42
• Probabilité qu'un neutron provoque une fission :	0,54

Cette valeur - élevée - est nécessaire pour compenser les fuites (2 000 à 3 000 pcm) et, surtout, les effets de l'évolution (plus de 30 000 pcm).

L'excédent de réactivité d'un cœur de R.E.P., en début de cycle, est compensé par de l'acide borique en solution dans l'eau et, éventuellement, des poisons consommables.

Figure 3c

Ordre de grandeur des quatre facteurs pour un réacteur à eau sous pression (combustible en début de vie, sans bore).

L'intégrale effective I_{eff} représente l'intégrale de la « forêt de résonances » (figure 4a), la phénomène d'« autoprotection » étant pris en compte pour pondérer la section efficace de capture.

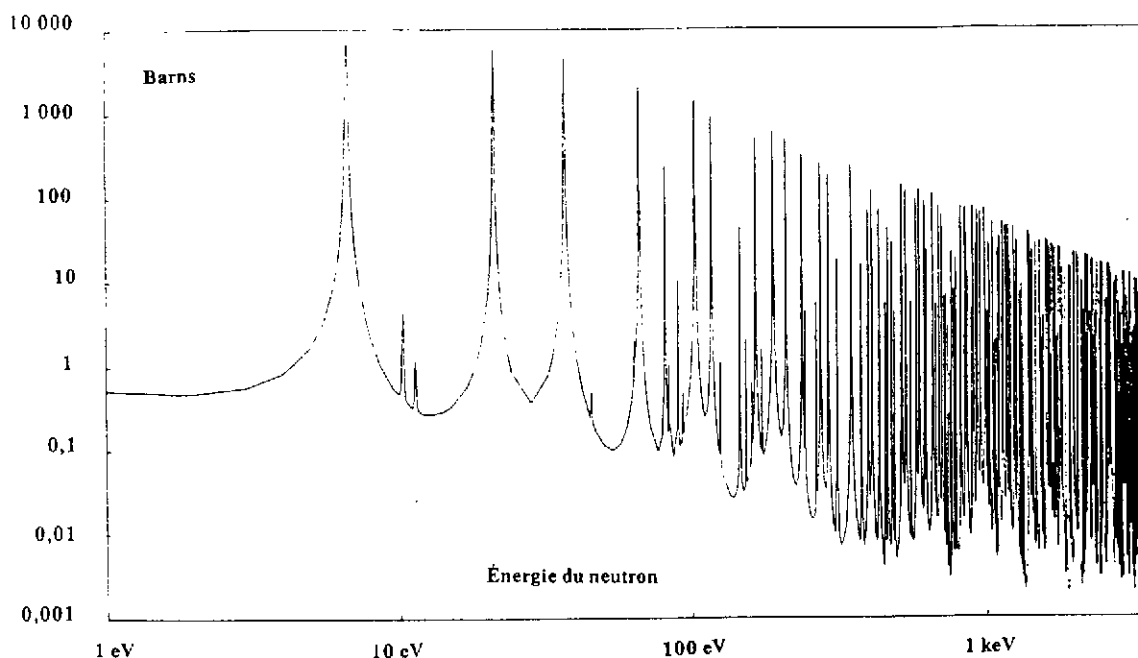


Figure 4a

Section efficace de capture neutronique par l'uranium 238 (détail)

Cette intégrale effective dépend d'un paramètre appelé « section efficace de dilution » ; la figure 4b montre que la variation est quasiment linéaire en fonction de la racine carrée de ce paramètre.

$$I_{\text{eff}} \simeq A + B \sqrt{\sigma_d}$$

Au prix de quelques approximations, on peut écrire :

$$\sigma_d = C^{\text{te}} \frac{S (1 - C)b}{M (1 - C + Cb)}$$

où S est la surface de l'élément de combustible et M sa masse. Le coefficient b est le facteur de Bell : ce facteur, proche de 1, permet d'améliorer la transposition de la géométrie hétérogène considérée à une géométrie homogène équivalente. Le facteur de Dancoff C (représenté sur la figure 5) est la probabilité qu'un neutron émergent d'un élément de combustible entre, sans collision intermédiaire, dans un autre élément de combustible.

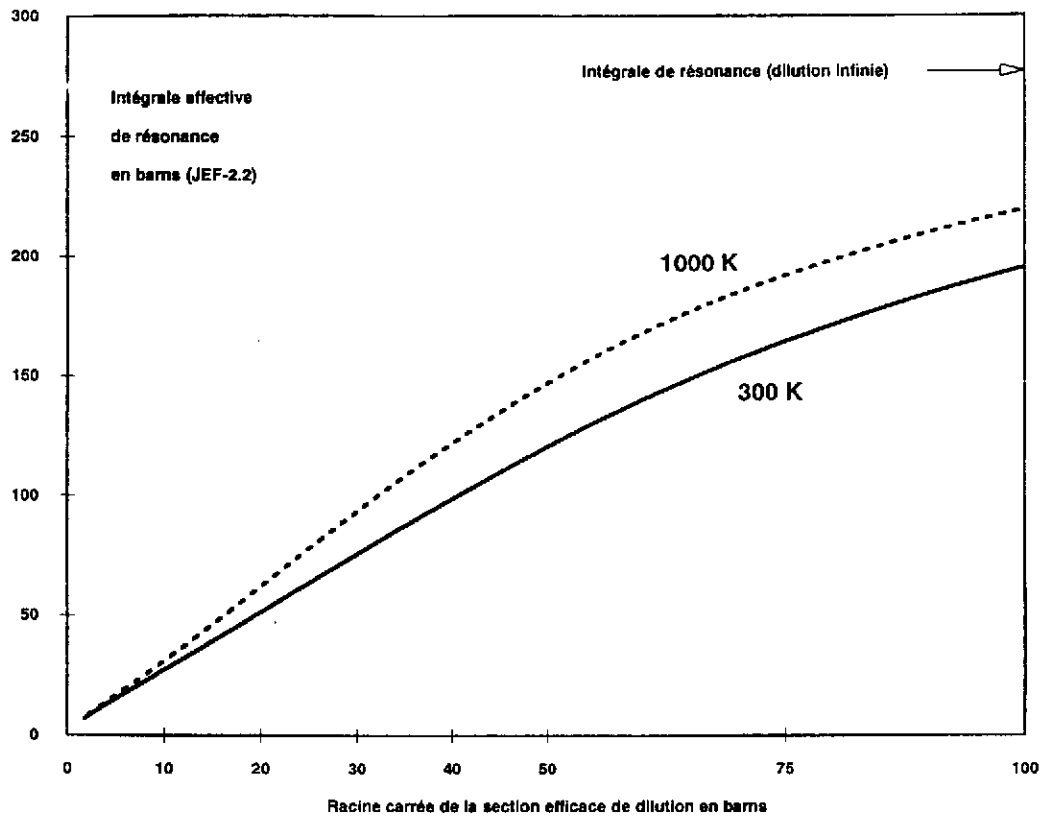


Figure 4b

Intégrale effective de l'uranium 238 en fonction de la section efficace de dilution.

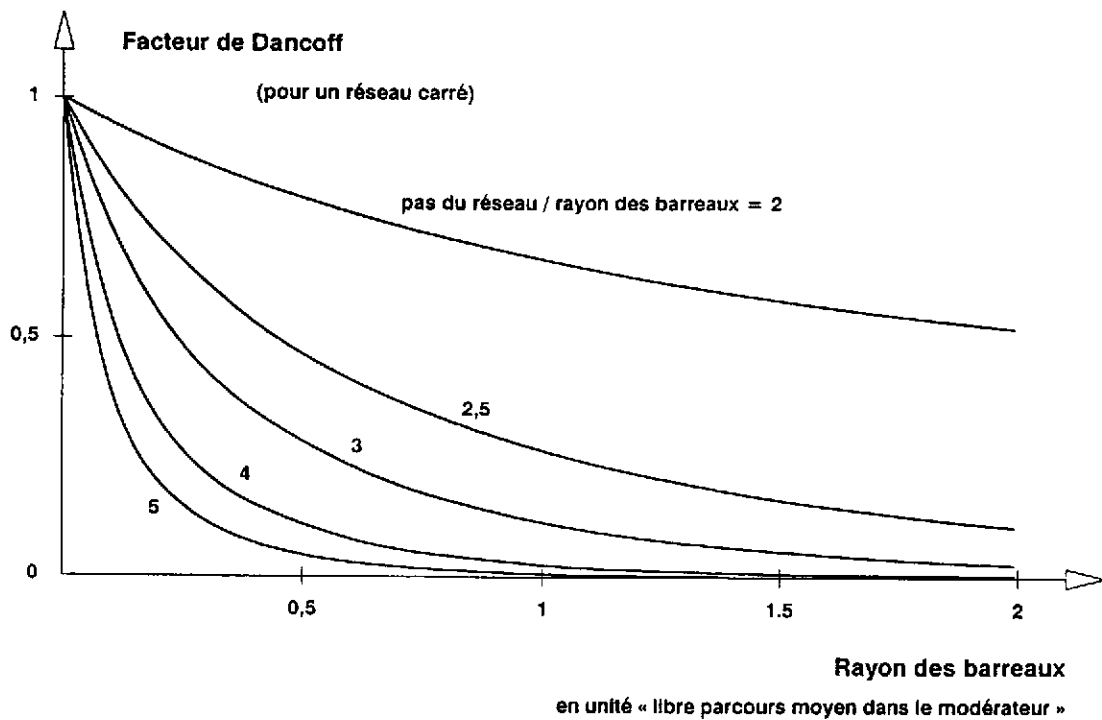


Figure 5

Facteur de Dancoff pour un réseau carré de crayons de combustible non gainés.

En raisonnant avec des sections efficaces et des flux moyens sur tout le spectre des neutrons thermiques et sur chacune des zones, on peut expliciter le bilan des neutrons thermiques par :

1) Le facteur d'utilisation thermique f :

$$f = \frac{V_c \Sigma_{a,c} \Phi_c}{V_c \Sigma_{a,c} \Phi_c + V_m \Sigma_{a,m} \Phi_m + V_g \Sigma_{a,g} \Phi_g}$$

où les indices c , m et g désignent respectivement le combustible, le modérateur et la gaine. L'analyse est plus simple en réécrivant cette relation sous la forme :

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{V_m \Sigma_{a,m} \Phi_m}{V_c \Sigma_{a,c} \Phi_c}$$

(la gaine, qui capture peu les neutrons thermiques, a été omise pour alléger cette dernière formule).

2) Le facteur de reproduction η :

$$\eta = \frac{\nu \Sigma_{f,c}}{\Sigma_{a,c}}$$

Éléments de conception des réacteurs

Ces formules simples permettent de dégager quelques éléments-clés de la conception des réacteurs. Par exemple (pour les réacteurs à neutrons thermiques) :

1) Si toutes les dimensions caractéristiques d'un réseau sont multipliées par un même facteur (*homothétie*), seule l'intégrale effective est affectée⁽²⁾ : si le réseau grossit, S/M décroît et C croît. Ces deux effets jouent dans le même sens, une diminution de l'intégrale effective et donc une amélioration du facteur antitrappe et finalement du facteur de multiplication. Concrètement, cette variation de k_{∞} avec le facteur d'homothétie est relativement faible, et ce sont plus des considérations de thermique que de neutronique qui guident le choix du diamètre du combustible.

2. Si l'on néglige la variation du facteur de désavantage Φ_m/Φ_c .

2) A diamètre de combustible fixé, on peut faire varier l'écartement des crayons donc le *rapport de modération* V_m/V_c . Si ce rapport croît, le facteur antitrappe s'améliore⁽³⁾ mais, en revanche, le facteur d'utilisation thermique se dégrade ; globalement, le facteur de multiplication passe par un maximum pour l'*optimum de modération* (figure 6). On remarquera que les réacteurs à eau sous pression sont nettement sous-modérés, d'un facteur 2 environ (l'effet en réactivité correspondant est de l'ordre de 5 000 pcm). Il y a à cela trois raisons :

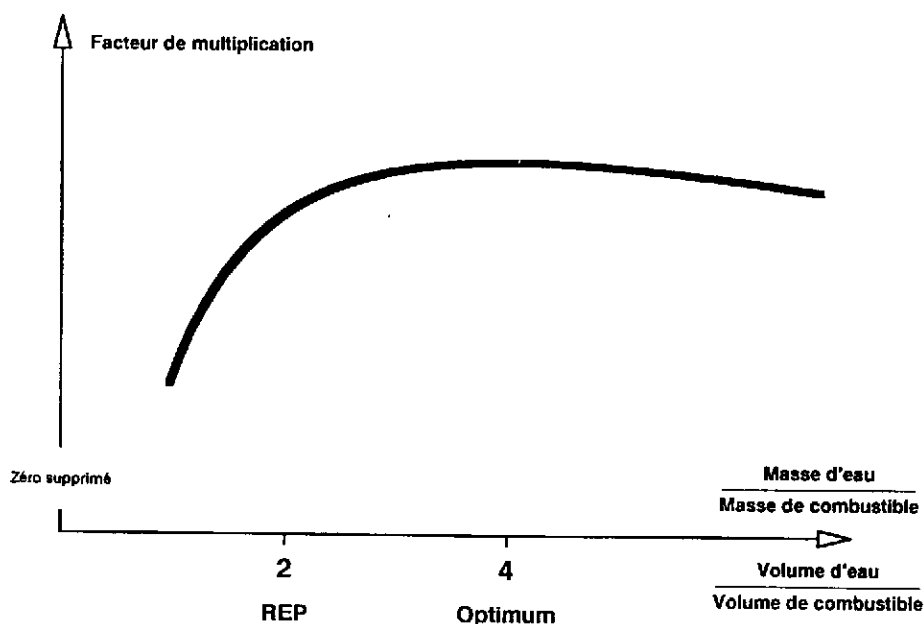


Figure 6

Optimum de modération (pour l'exemple du réacteur à eau sous pression).

- a) une meilleure utilisation du combustible à cause d'un facteur de conversion $^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$ plus grand (les captures résonnantes sont favorisées) ;
- b) une plus grande compacité du coeur ;
- c) un coefficient de réactivité de modérateur allant dans le sens de la sûreté (s'il y a diminution de la masse d'eau par échauffement ou ébullition, la réactivité baisse et le réacteur devient sous-critique). Cette troisième raison est évidemment la plus importante. C'est

3. A l'effet direct du rapport de modération s'ajoute l'effet, plus faible, d'une réduction du facteur de Dancoff.

parce qu'on exige que ce coefficient reste négatif même lorsque du bore est dissous dans l'eau - l'addition de bore a pour effet de déplacer vers la gauche l'optimum de modération - que l'on a adopté ce facteur 2.

3) Troisième paramètre de conception important : la *teneur de l'uranium en isotope 235* (ou du plutonium si le combustible est du MOX). Si cette teneur augmente, les facteurs f et η s'améliorent : ce paramètre permet d'ajuster la réactivité initiale du réseau, et par voie de conséquence la courbe en évolution, de façon à obtenir la durée de cycle souhaitée. On notera que la variation relative du facteur de multiplication est beaucoup plus faible que celle de la teneur, d'un facteur 10 environ pour un REP⁽⁴⁾ et davantage encore pour un RNR.

Coefficients de réactivité

Si pour une raison physique quelconque le facteur de multiplication k du réacteur varie quand un paramètre p caractérisant l'état de ce réacteur varie, l'effet sera pris en compte par la dérivée de k par rapport à p . L'habitude veut que l'on choisisse la *dérivée logarithmique* de k , c'est-à-dire que l'on définisse les coefficients de réactivité par⁽⁵⁾ :

$$\alpha = \frac{1}{k} \cdot \frac{\partial k}{\partial p}$$

et qu'on les exprime en *pcm* (pour cent mille) pour la variation unitaire de p .

Ces dérivées peuvent être évaluées par différence ou, mieux, par une formule de perturbation. En neutronique, si l'on note H l'opérateur donnant le flux ϕ par l'équation :

$$H\phi + S = \frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

la formule des perturbations s'écrit :

4. Un tiers de l'effet provient du facteur f et deux tiers du facteur η .

5. Comme k est toujours proche de l'unité cela ne change rien en pratique. Cette convention est intéressante si k est exprimé sous une forme factorisée : il suffit alors d'ajouter les dérivées logarithmiques de chacun des facteurs.

$$\frac{\partial k}{k} = \frac{\langle \Phi^+, \partial H \Phi \rangle}{\langle \Phi^+, P \Phi \rangle}$$

où l'on a posé $H = P - Q$, où P est l'opérateur de production par fission, et où Φ et Φ^+ sont respectivement les flux et flux adjoint (ce dernier est aussi appelé « importance neutronique »), en régime stationnaire, solutions des équations :

$$H \Phi = 0 \quad \text{et} \quad H^* \Phi^+ = 0.$$

Le *signe* des coefficients de réactivité est important, souvent plus que la valeur absolue : le cas des coefficients de température en est un exemple.

Coefficients de température

Les températures font partie des paramètres d'état d'un système. Les coefficients de température sont importants en neutronique car, d'une part, les effets sont souvent assez spectaculaires et, d'autre part, ces effets gouvernent la stabilité et la sûreté intrinsèques d'un coeur.

Un réacteur est *stable si le coefficient de température est négatif*. Supposons, par exemple, que se produise une augmentation de puissance. Cela va provoquer une augmentation de température. Si le coefficient de température est négatif, il va en résulter une baisse de réactivité : le réacteur, normalement critique initialement, devient légèrement sous-critique ; la puissance baisse. On constate ainsi que cette réaction s'oppose à la perturbation initiale. (Le raisonnement serait symétrique et la conclusion identique si l'on parlait d'une baisse de puissance.)

Dans cet aspect « stabilité », c'est le coefficient de la température qui varie le plus vite avec les variations de puissance, celle du *combustible*, qui est important : nous allons voir que le coefficient associé est effectivement négatif (effet Doppler). Ainsi, un réacteur n'a pas besoin d'être piloté pour maintenir la puissance à la valeur de consigne : s'il s'en écarte, il y revient spontanément (figure 7) ; les actions de pilotage ne sont nécessaires que pour *modifier* un niveau de puissance ou *compenser* une lente évolution naturelle de réactivité (effet xénon, évolution, etc.).

L'aspect « sûreté » est étroitement lié à l'aspect « stabilité » : si dans le raisonnement précédent, nous passons d'une petite à une

grande perturbation, nous pouvons dire qu'un coefficient de température négatif, à condition qu'il soit suffisamment efficace, permettra de contrecarrer et même d'annuler une « excursion » intempes-
tive de la puissance (accident de réactivité).

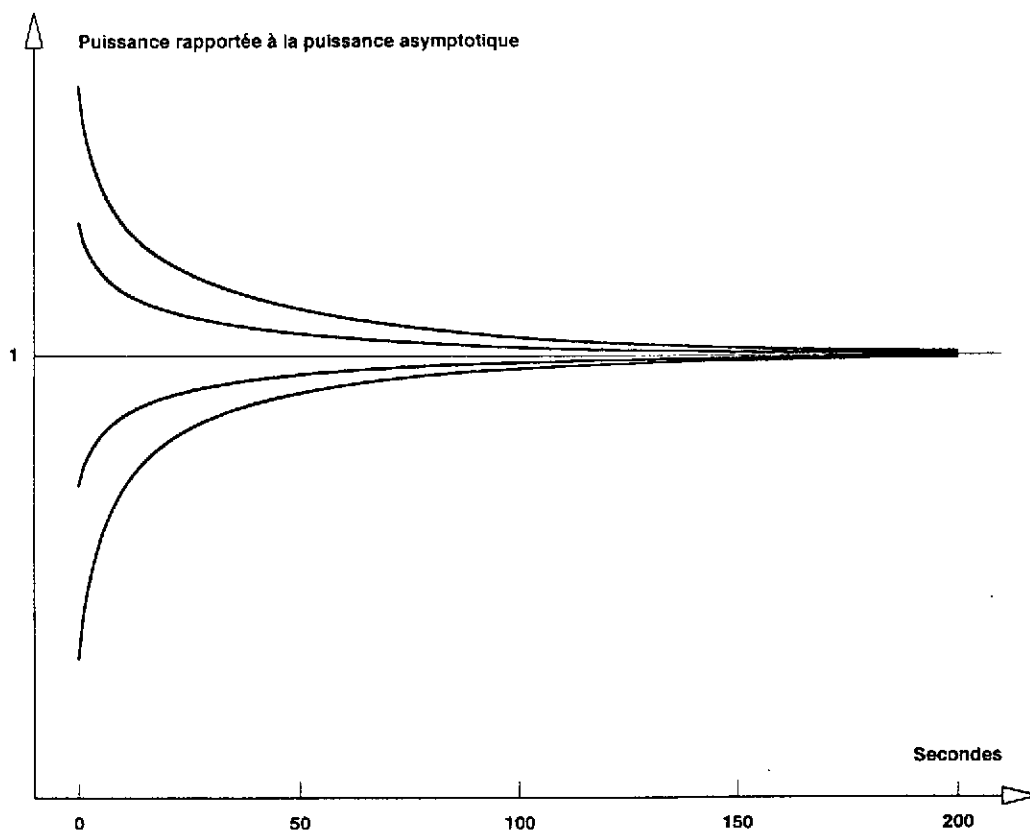


Figure 7

Retour spontané à la puissance d'équilibre après une perturbation.

On notera aussi qu'il y a une certaine relation entre les coefficients de vide et les coefficients de réactivité, puisque l'augmentation de température conduit à une dilatation des matériaux (les liquides en particulier) qui est une façon parmi d'autres (ébullition, etc.) de créer du vide.

Une description plus précise, sur deux exemples, des effets de température permettra de mieux cerner ces ressemblances... et différences.

1) Cas des réacteurs à neutrons à eau sous pression

a) Nous avons dit que la neutronique est affectée par la température du combustible par *effet Doppler* : c'est l'uranium, essen-

tiellement l'*uranium 238*, qui intervient ici⁽⁶⁾. L'effet Doppler est dû à l'agitation thermique des cibles avec lesquelles interagissent les neutrons : pour une énergie de neutron donnée dans le « système du laboratoire » (système lié au réacteur), l'énergie du couple neutron-noyau dans le « système du centre de masse » est dispersée selon un spectre lié à celui de l'agitation thermique des noyaux. Cette dispersion, très faible pour les neutrons épithermiques, a en général des conséquences négligeables, sauf si la section efficace varie brutalement comme c'est le cas au voisinage des pics de résonances. L'effet Doppler amène à un élargissement des résonances et à un abaissement des pics (figure 8).

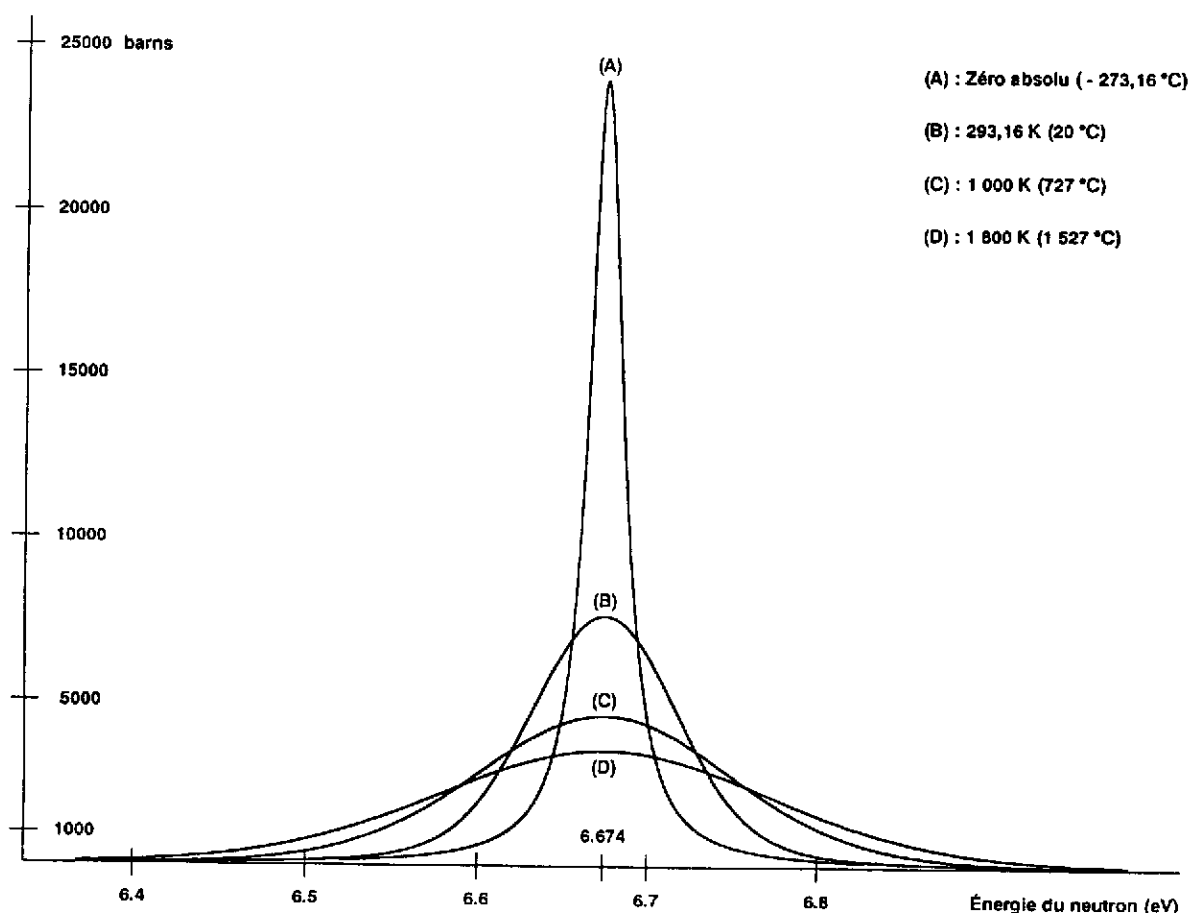


Figure 8

Élargissement par effet Doppler de la première grande résonance de l'*uranium 238*.

6. L'effet est moindre pour les autres noyaux lourds car leur absorption résonnante est plus faible (moindre concentration) ; en outre, pour les noyaux fissiles, il y a compensation entre les effets sur la capture et sur la fission. En pratique, l'effet Doppler n'est pris en compte que pour ^{238}U et ^{240}Pu .

Bien que l'aire sous la courbe (intégrale de résonance) ne varie pas, l'absorption résonnante (caractérisée par l'intégrale *effective* de résonance), elle, *augmente* : l'abaissement de la section efficace au voisinage du pic joue peu car cette section reste pratiquement infinie, mais l'élargissement conduit à un agrandissement du domaine « dangereux » pour les neutrons (élargissement des « trappes »). La figure 4 montre que l'effet Doppler affecte passablement l'intégrale effective (la variation est à peu près proportionnelle à la racine carrée de la température absolue). L'effet en réactivité est de l'ordre de - 3 pcm/°C.

b) Le deuxième effet de température est un *effet de spectre des neutrons thermiques* : il est lié à la température du matériau thermalisant les neutrons, c'est-à-dire du *modérateur*. Si la température du thermaliseur croît, le spectre de Maxwell se déplace vers les plus hautes énergies, et il en est de même du spectre réel : ce « durcissement » n'aurait pas d'effet sur le facteur de multiplication – qui est un rapport de taux de réaction – si toutes les sections efficaces d'absorption variaient selon la même « loi en $1/v$ ». Ce n'est pas le cas pour quelques noyaux importants : ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , etc., ce qui conduit à des effets de température sur les facteurs f et surtout η . Pour ce dernier, on peut écrire, si le combustible est un mélange d'uranium 235 et d'uranium 238 :

$$\eta = \eta_5 \cdot \frac{N_5 \sigma_{a5}}{N_5 \sigma_{a5} + N_8 \sigma_{a8}} \qquad \eta_5 = \frac{\nu_5 \sigma_{f5}}{\sigma_{a5}}$$

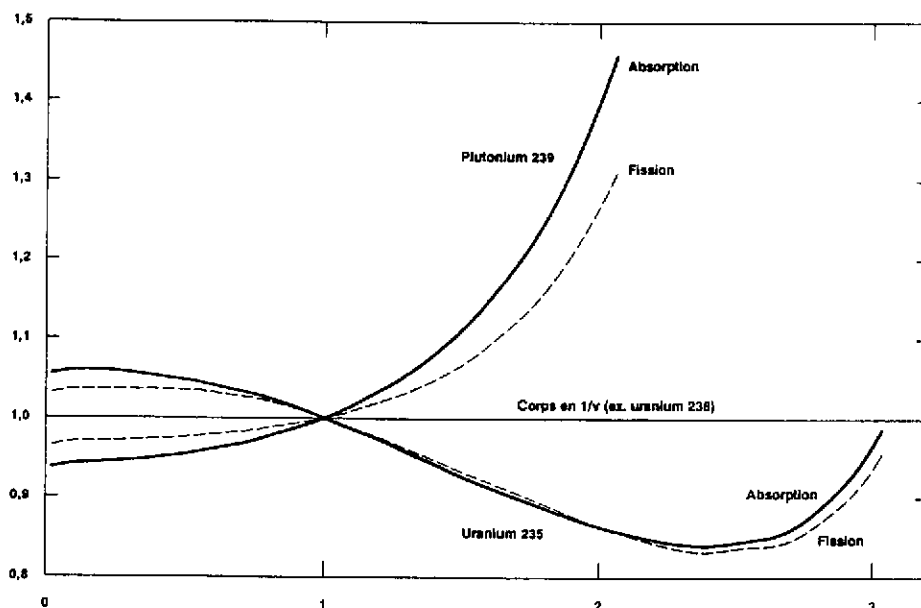
et constater que ces deux facteurs diminuent avec la température car σ_{a5} décroît plus vite que $1/v$ (à cause d'une résonance négative proche de zéro) et σ_{f5} plus vite que σ_{a5} (figure 9). Les deux coefficients de température associés (négatifs) sont de l'ordre de quelques pcm par degré. Pour un combustible à plutonium, le deuxième coefficient reste négatif mais le premier devient positif, et l'emporte, à cause de la résonance à 0,3 eV du ^{239}Pu , juste à la limite supérieure du domaine des neutrons thermiques.

c) Dans les réacteurs à eau sous pression, l'effet de température le plus important en valeur absolue, lié au modérateur, est celui dû à la *dilatation de l'eau*. Aux conditions nominales d'un REP, l'eau se dilate considérablement avec sa température : la densité ρ décroît d'environ un quart de pour cent par degré Celsius. Cette diminution de la quantité d'eau dans le coeur si sa température augmente va affecter l'aire de migration (augmentation de M^2 ,

donc effet négatif sur la réactivité) et, surtout, les facteurs ρ et f .
Les formules précédentes donnent :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = \ln\left(\frac{1}{p}\right) \cdot \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$$

$$\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial T} = - (1 - f) \cdot \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$$



Produit vitesse * section efficace (rapporté à sa valeur à 2 200 m/s) en fonction de la vitesse (rapportée à 2 200 m/s)

Figure 9

Variations des sections efficaces de l'uranium 235, de l'uranium 238 et du plutonium 239 dans le domaine des neutrons thermiques.

- L'effet sur le *facteur antitrappe* est *négatif* (moins de ralentissement des neutrons, donc davantage de captures résonnantes) : environ - 50 pcm/°C.
- L'effet sur le *facteur d'utilisation thermique* est *positif* (moins de captures par le modérateur, donc davantage d'absorptions, et notamment de fissions, dans le combustible) ; l'ordre de grandeur dépend de l'intensité de l'absorption par le modérateur et, par conséquent, de la quantité de bore dissous sous forme d'acide borique $B(OH)_3$ dans l'eau : ce coefficient de température peut, par exemple, décroître de + 45 pcm/°C en début de cycle (environ 1 000 ppm de bore) à + 15 pcm/°C en fin de cycle (pratiquement plus de bore).

On voit finalement que le coefficient global de température modérateur n'est que très légèrement négatif en début de cycle, mais devient largement négatif en fin de cycle.

2) Cas des réacteurs à neutrons rapides

En se limitant aux plus importants, on peut repérer cinq effets de température dans les réacteurs à neutrons rapides, le premier lié au combustible et les quatre autres au sodium.

a) L'*effet Doppler*, lié à la température du *combustible*, est moins important que dans les réacteurs à neutrons thermiques, puisque seule une proportion assez faible des neutrons atteint le domaine des résonances. Malgré un effet positif sur le plutonium (l'effet sur la fission dépassant l'effet sur la capture), le coefficient Doppler est *négatif* car l'effet sur la capture de l'uranium 238 l'emporte. L'ordre de grandeur, plus faible que dans les REP, environ - 1 pcm/°C, suffit pour assurer la stabilité du réacteur.

b) Le *sodium* induit des effets de température par sa *dilatation* si sa température croît. L'effet direct sur la *capture*, analogue à l'effet de dilatation d'eau sur le facteur f , donne un coefficient *positif*.

c) La diminution de la diffusion par le sodium, donc du ralentissement élastique, conduit à un *durcissement de spectre*, ayant en général un effet *positif* (les facteurs η des noyaux lourds, et donc l'importance neutronique, s'améliorent le plus souvent lorsque les neutrons sont d'énergie plus élevée).

d) L'augmentation de la transparence aux neutrons du sodium conduit à une *augmentation de l'effet Dancoff* (parcours sans chocs d'une aiguille de combustible à l'autre) ; nous avons vu que cela entraîne une diminution de l'intégrale effective de résonance pour la capture par l'uranium 238 : cet effet aussi est caractérisé par un coefficient *positif*.

e) Le quatrième effet lié au sodium, l'augmentation de l'aire de migration (plus longs libres parcours moyens des neutrons), et par conséquent l'*augmentation des fuites*, donne en revanche un coefficient *négatif*.

Le signe du coefficient global associé au sodium (ou coefficient de *vide*) dépend de la valeur absolue de ce dernier coefficient par rapport à celles des trois autres. En pratique, cet effet de vide est :

- *positif* dans les parties *centrales* du coeur d'un réacteur de grande puissance tel Superphénix, d'où les neutrons ont peu de chances de s'échapper ;
- *négatif* dans les parties *périphériques* où les fuites sont, en revanche, intenses.

Typologie générale des effets sur la réactivité

Les variations de température ne sont que l'une des nombreuses causes pouvant induire des effets sur la réactivité, puisque toute modification de la géométrie, des compositions et des sections efficaces risque d'affecter le facteur de multiplication.

La formule des perturbations permet de dresser une typologie générale de ces effets en les classant selon la façon dont ils affectent l'« opérateur de Boltzmann » H . On sait que H est le produit de deux opérateurs :

- l'*opérateur de collision* C explicitant les événements possibles lors d'une interaction d'un neutron avec un noyau d'atome ;
- l'*opérateur de transport* T décrivant le déplacement en ligne droite des neutrons jusqu'à leur prochaine interaction.

1) Modification des collisions

Une collision se caractérise par la section efficace $\Sigma = N\sigma$ et par le nombre de secondaires (nombre moyen de neutrons « sortant » de la collision) et leur spectre.

L'effet Doppler est le seul qui modifie des sections efficaces microscopiques σ . En revanche, les concentrations N peuvent être modifiées pour de nombreuses raisons : dilatation thermique, ébullition, déplacement mécanique (barres de commandes, expériences d'oscillations...), irradiation neutronique (formation et consommation d'actinides, produits de fission...), etc.

L'augmentation d'une section efficace d'*absorption* (les autres sections efficaces étant supposées inchangées) conduit à une *disparition* supplémentaire de neutrons, donc à un effet négatif sur la réactivité.

L'augmentation d'une section efficace de *diffusion* conduit à une *modification d'importance* des neutrons concernés qui changent

à la fois de direction et d'énergie ; l'effet en réactivité dépend du signe de la modification moyenne d'importance.

L'augmentation d'une section efficace de *fission* conduit, d'une part, à un *ajout* de neutrons et, d'autre part, à un *changement d'importance* ; l'effet en réactivité est positif, puisque le premier effet l'emporte en pratique.

2) Modification du transport

Seule la section efficace *totale* intervient dans l'opérateur de transport. Comme précédemment, si elle varie, c'est en général à cause de changements de la concentration N .

Une modification de Σ affecte les *parcours* des neutrons et l'effet en réactivité provient, ici aussi, des *différences d'importance* entre le point de départ et le point d'arrivée.

Variation des coefficients de réactivité avec l'état du système

Un coefficient de réactivité, qui est une dérivée, exprime déjà une variation. Nous nous intéressons maintenant à des « variations de variations » : comment les coefficients de réactivité sont-ils affectés par des changements d'état du système ?

La question peut être étudiée à partir de la formule des perturbations : pour une même perturbation ∂H , l'effet en réactivité dépend des caractéristiques générales du réacteur par le biais du flux ϕ et du flux adjoint ϕ^* (ces deux grandeurs étant renormalisées par division par $\langle \phi^*, P \phi \rangle$, c'est-à-dire le nombre total de productions de neutrons par unité de temps). Nous nous limiterons ici à des considérations physiques élémentaires et illustrerons la discussion par trois exemples.

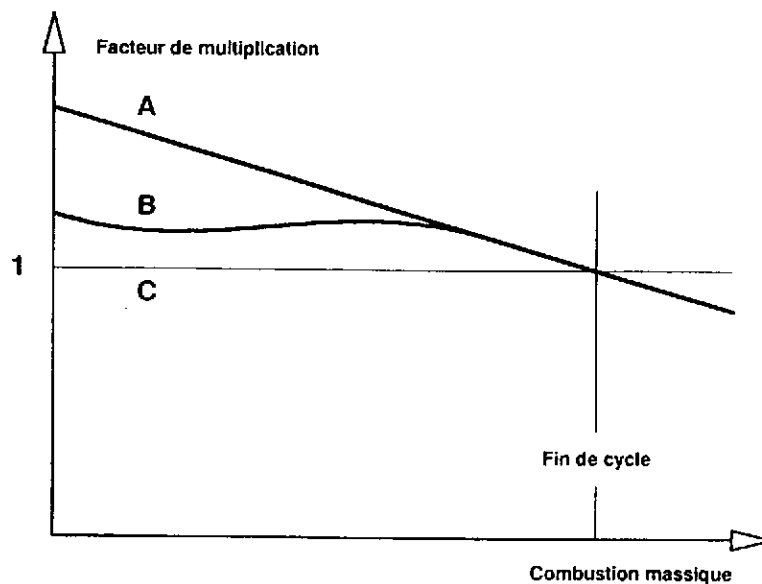
1) Problématique de l'utilisation du bore dans les REP

Nous avons vu que le bore, un puissant absorbant de neutrons thermiques, affecte le coefficient de température du facteur d'utilisation thermique dû à la dilatation de l'eau – et donc du bore si celui-ci est en solution dans l'eau – : plus la concentration de bore augmente, plus le coefficient (positif) s'accroît. Le critère de sûreté que l'on s'impose, « coefficient global de température de modérateur toujours négatif », conduit donc à une concentration limite de bore à ne pas dépasser.

On s'est arrangé lors de la conception (choix d'une configuration sous-moderée) pour que cette limite soit assez « confortable ». Il peut arriver cependant que les *besoins* de compensation de réactivité dépassent, en début de cycle, cette limite.

Il a fallu alors trouver une réponse à cette difficulté : ce sont les *poisons consommables*. Ils sont définis par trois critères :

- Ces poisons sont sous forme *solide* : ne se dilatant pratiquement pas, ils n'induisent donc pas un coefficient de température positif.
- Ils sont suffisamment *efficaces* pour compenser, sinon totalement, du moins en bonne partie, l'excédent de réactivité du coeur en début de cycle, de façon que la quantité de bore soluble nécessaire soit suffisamment réduite pour être inférieure à la limite (voir figure 10).



A - sans poisons

B - avec poisons consommables

C - avec la concentration d'acide borique ajustée à tout instant

Figure 10

Courbes d'évolution du facteur de multiplication d'un réacteur à eau sous pression (schéma).

- Ils sont, enfin, *consommables*, c'est-à-dire qu'ils disparaissent par irradiation neutronique à un rythme tel que l'empoisonnement qu'ils représentent soit négligeable quand la compensation d'excédent de réactivité n'est plus nécessaire, c'est-à-dire en fin de cycle.

En pratique, les poisons consommables peuvent être à base de *bore* sous forme de pyrex dans des crayons spécifiques, ou à base de *gadolinium* sous forme d'oxyde mélangé à l'oxyde d'uranium dans certains crayons.

2) Problématique du recyclage du plutonium dans les REP

Le recyclage du plutonium réalisé par EdF depuis 1987 dans quelques REP de 900 MWe est la résultante d'une longue histoire.

On peut repérer d'abord l'intérêt manifesté par la France, dès l'époque des débuts du CEA, pour la filière des réacteurs à neutrons rapides surgénérateurs : les réacteurs à neutrons thermiques n'étaient vus que comme une étape transitoire pour constituer un stock initial de plutonium.

La décision de retraiter le combustible irradié fut la conséquence de cette vision de l'avenir.

Mais, après un début prometteur, la filière des réacteurs à neutrons rapides ne s'est pas développée aussi rapidement que ne l'escomptaient ses promoteurs.

D'où un excédent de plutonium récupéré au retraitement par rapport aux besoins de cette filière et l'idée de l'utiliser dans les réacteurs existants – c'est-à-dire les REP d'EdF – plutôt que d'attendre un hypothétique et lointain programme de masse en RNR. (Cet argument est renforcé par le fait que tout réacteur est convertisseur d'uranium 238 en plutonium : la consommation *nette* de plutonium dans ces conditions est relativement faible.)

Le combustible MOX (oxyde mixte d'uranium et de plutonium) utilisé alors est très similaire au combustible standard (oxyde d'uranium enrichi) pour les neutrons rapides et épithermiques ; il est, en revanche, beaucoup plus absorbant – d'un facteur 3 environ – pour les neutrons thermiques à cause, d'une part d'une concentration plus forte en plutonium qu'en uranium 235 pour compenser une composition isotopique assez pauvre du plutonium (deux tiers seulement d'isotopes fissiles) et d'autre part, de sections efficaces plus

grandes et de résonances dans le cas du plutonium (cf : figures 11a et 11b).

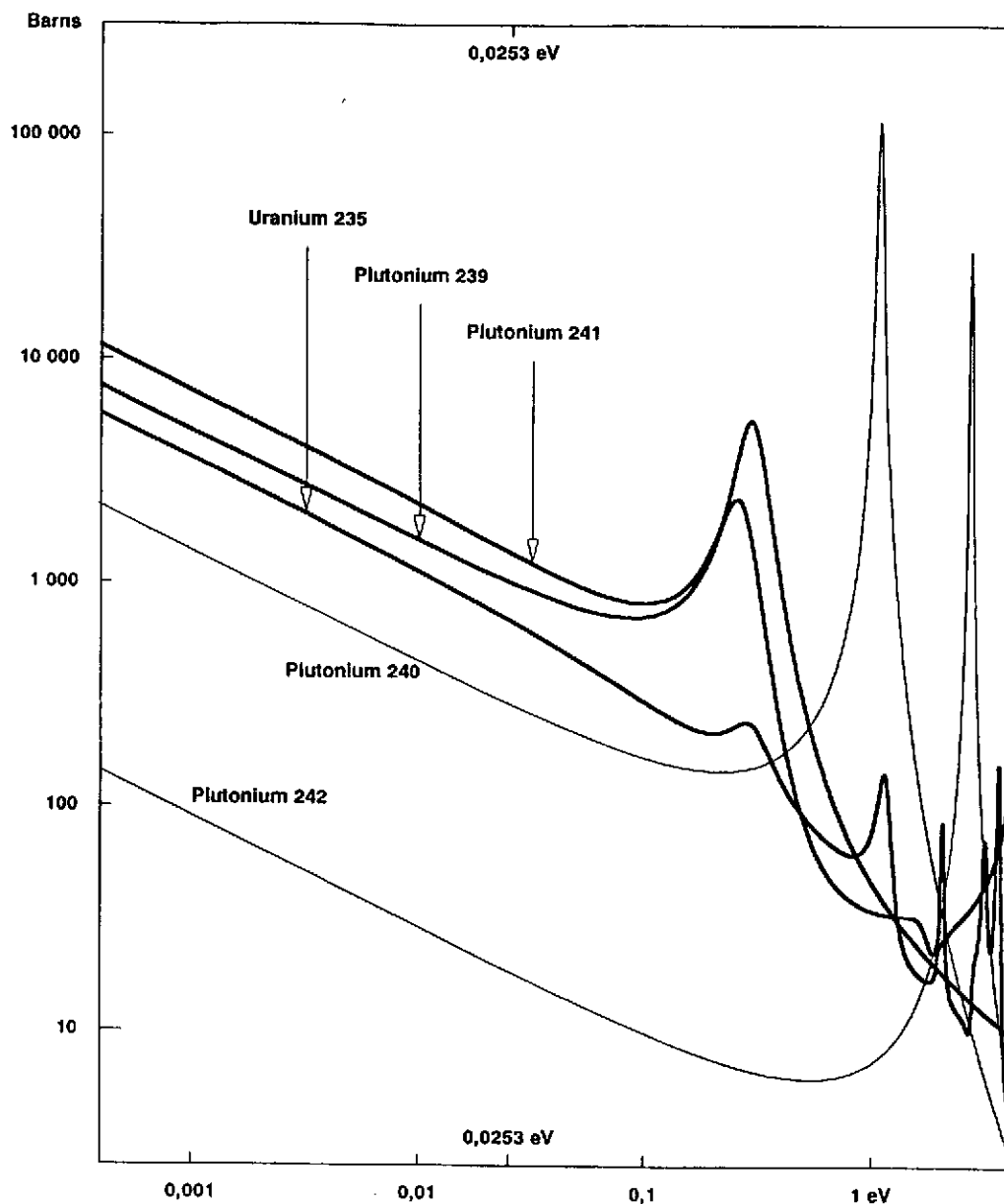


Figure 11a

Comparaison des sections efficaces des principaux isotopes du plutonium dans le domaine thermique avec celle de l'uranium 235.

Cette forte absorption entraîne une *réduction* – du même facteur 3 environ – de l'*efficacité des absorbants*, notamment des grappes de commande. Il faut donc utiliser plus de grappes pour contrôler un coeur MOX.

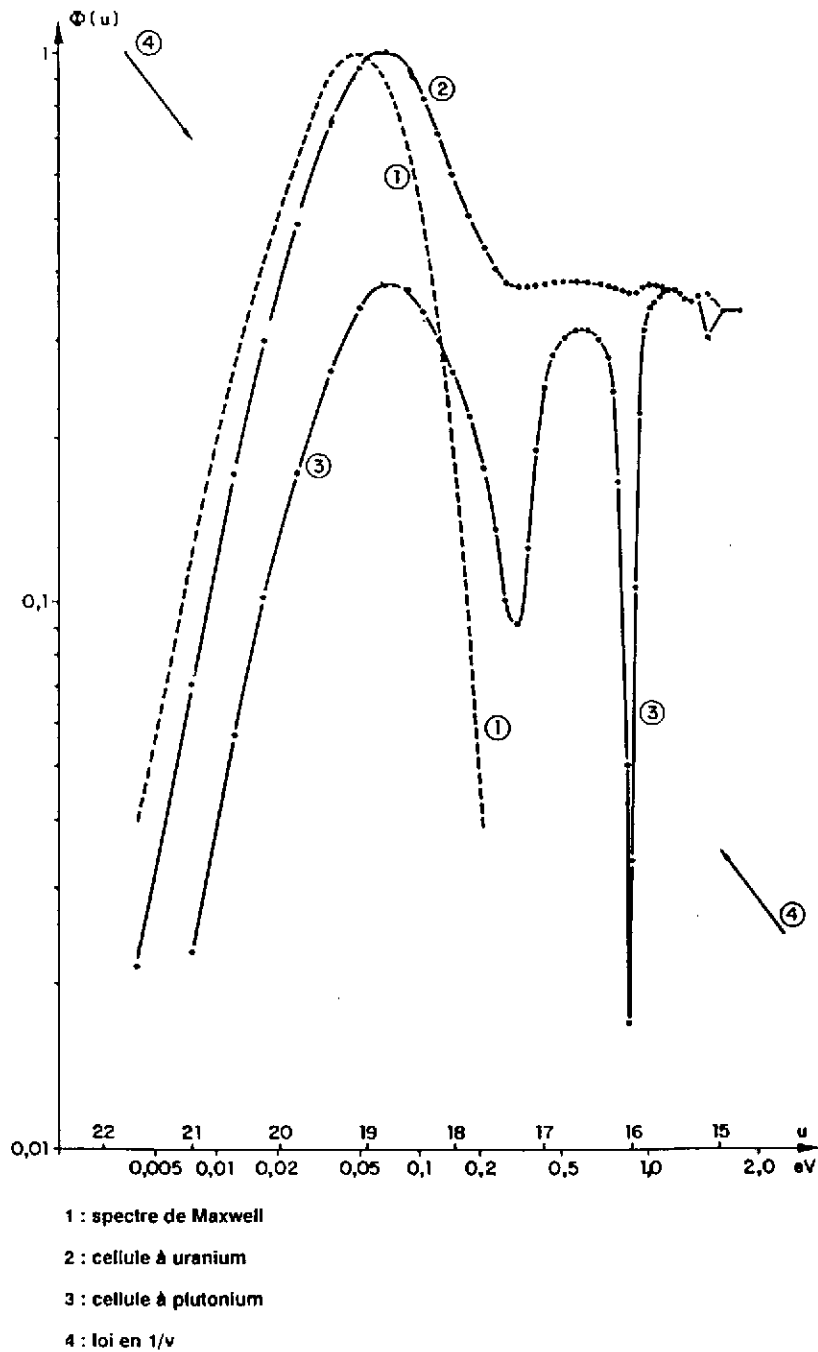


Figure 11b

Spectre des neutrons thermiques dans le modérateur d'un réacteur à eau sous pression pour un combustible standard et un combustible MOX.

Mais les REP, qui n'ont pas été conçus pour cela, ne disposent pas d'un nombre suffisant de grappes pour qu'un coeur 100 % MOX puisse être piloté et contrôlé en toute sûreté ; il suffit, par contre, si le coeur est chargé à 50 % en MOX. Par prudence, les autorités de

sûreté ont exigé qu'un coeur de REP ne contienne pas plus d'un tiers d'assemblages à plutonium.

Conséquence : il y aura forcément dans le coeur des *interfaces* entre assemblages MOX et standard. Des calculs de neutronique, même élémentaires, montrent que, dans ces conditions, un important *pic de puissance* apparaît près de l'interface et dans la zone MOX (figure 12).

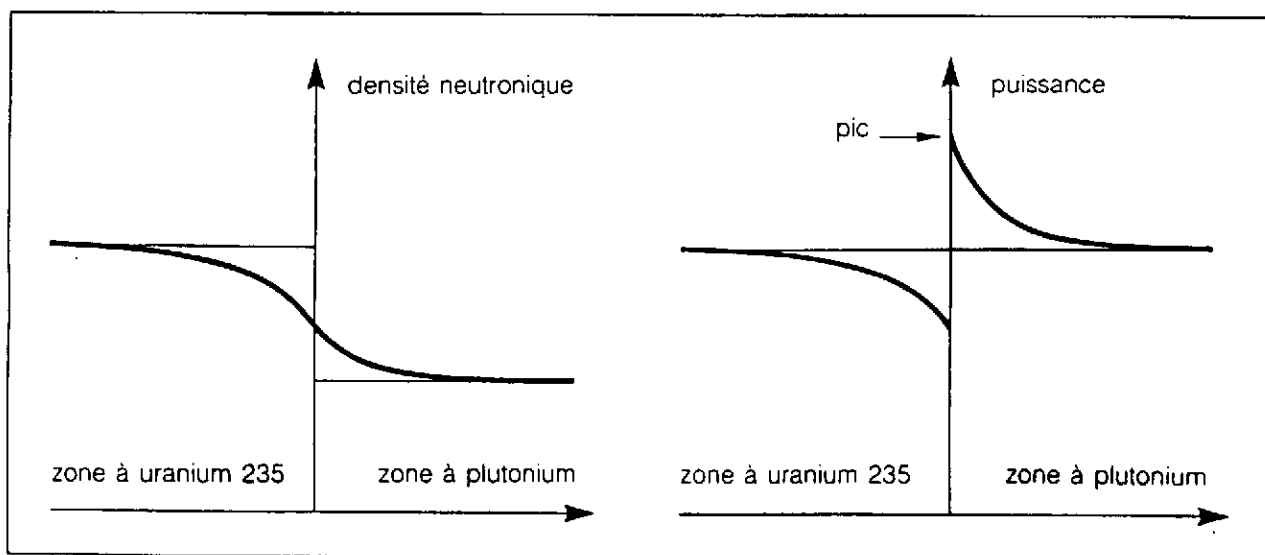


Figure 12

Densité (ou flux) des neutrons thermiques et distribution de puissance au voisinage d'une interface entre un combustible à uranium et un combustible à plutonium (sans zonage).

Le remède à cela est le *zonage* des assemblages MOX (figure 13) : là où la puissance serait excessive, en périphérie, la teneur est réduite, et vice-versa en partie centrale. La question a pu être posée de savoir si le surcoût de fabrication dû au zonage rendait encore économiquement viable le recyclage du plutonium dans les réacteurs à eau...

Disons qu'un élément de réponse évident est de reprendre la conception des REP pour qu'un recyclage du plutonium puisse être opéré sans zonage : on trouve, par exemple, cette idée dans les travaux sur EPR.

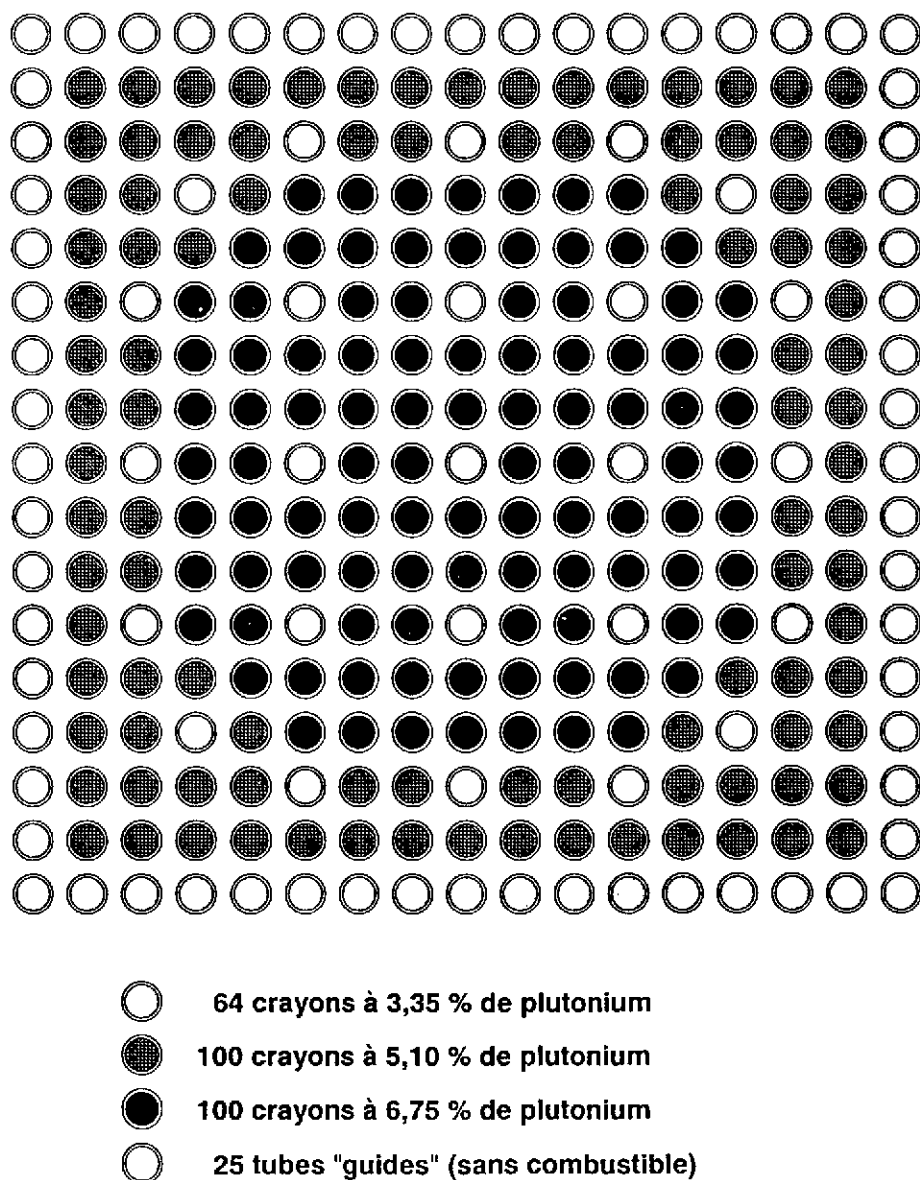


Figure 13

Section droite d'un assemblage MOX de réacteur à eau sous pression.

3) Problématique de la consommation accrue du plutonium

Autre idée, plus radicale : considérer le plutonium plutôt comme un déchet⁽⁷⁾ que comme une matière énergétique ; par conséquent, chercher non pas à économiser la consommation de plutonium mais à la rendre maximum. C'est le concept « CAPRA » (consommation accrue de plutonium en réacteurs à neutrons rapides ;

7. La consommation accrue de plutonium peut ainsi être défendue par ses promoteurs avec des arguments de réduction de la radiotoxicité à court et long terme des actinides.

on le trouve aussi dans les études sur les réacteurs à eau sous la dénomination de « recyclage du plutonium sur support inerte »).

La réponse à la consommation accrue du plutonium est de réduire, voire supprimer, la conversion : dans un réacteur usuel, la matière fissile fabriquée par irradiation neutronique des matériaux fertiles contribue de façon notable à la fourniture d'énergie, même s'il n'y a pas retraitement (voir la figure 14), et a fortiori si le combustible est retraité ; a contrario, sans conversion, seule la matière fissile placée dans le coeur contribue à la production d'énergie, et elle est donc davantage consommée. Dans le concept CAPRA, cette idée simple est appliquée au plutonium.

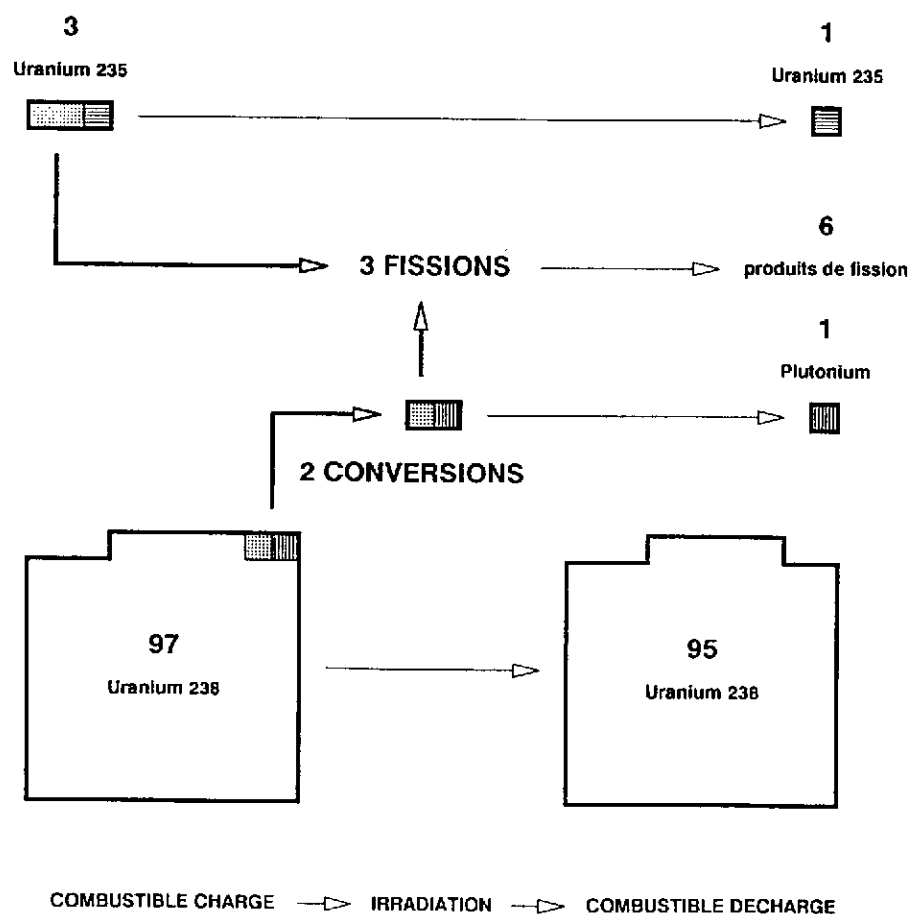


Figure 14

Bilan approximatif des noyaux lourds pour un REP (cycle à trois tours et 33 000 MWj/t).

Il est clair que la suppression, dans un coeur, de toute matière fertile – en pratique l'uranium 238 – est un changement radical dans l'état du réacteur. Notamment tous les coefficients de réactivité ris-

quent d'en être profondément modifiés... et seule une étude approfondie permet de réellement conclure.

Pour nous limiter à un aspect essentiel, il est évident que la suppression de l'uranium 238 conduit à la disparition de l'effet Doppler associé. Et nous avons vu que ce coefficient est fondamental pour assurer la stabilité du réacteur et une très efficace contre-réaction en cas d'accident (par exemple, l'accident d'éjection de grappe).

La seule parade est évidemment de trouver un substitut à l'uranium 238, qui ne soit pas fertile et qui présente de nombreuses résonances (une terre rare pourrait peut-être jouer ce rôle)... On peut aussi se restreindre à un compromis : une consommation accrue de plutonium mais pas autant que le maximum théorique, en utilisant un combustible contenant encore de l'uranium 238 assurant un certain effet Doppler sans trop de conversion.

Conclusions

Le point frappant, dans ce type de problématique, est le très grand *couplage* entre les divers aspects : une décision en entraîne presque inévitablement d'autres, optimiser une propriété dégrade, voire rend inacceptable, d'autres...

L'émergence d'un nouveau concept est ainsi toujours difficile. Les études physiques et de conception ne sont jamais linéaires ; un constant retour aux prémisses est, au contraire, nécessaire.

Une remarque importante à faire est que les moyens de calcul, optimisés dans un objectif précis, ne sont pas toujours bien adaptés pour traiter les problèmes nouveaux tels ceux que nous avons évoqués (par exemple, la mise en oeuvre du recyclage du plutonium dans les REP a entraîné de nombreuses remises en question dans les schémas de calcul et de nombreux développements).

Insistons sur le fait que ces nouvelles problématiques suscitent non seulement des travaux de développements théoriques (physique, mathématiques, informatique) mais nécessitent aussi des expériences nouvelles, de type à la fois *différentiel* (mesure de données nucléaires) et *intégral* (maquettes des configurations envisagées).

■

BIBLIOGRAPHIE

A) Introduction élémentaire à la neutronique

- [1] P. REUSS : *L'énergie nucléaire*, PUF - Que sais-je ?, 1994.
- [2] P. REUSS : *La neutronique*, PUF - Que sais-je ?, en préparation.
- [3] P. REUSS : *Au coeur des réacteurs : la neutronique*, Clefs CEA, n° 11, 1988.
- [4] P. REUSS : *Réacteurs à eau sous pression et combustible au plutonium*, Clefs CEA, n° 20, 1991.
- [5] P. REUSS, J.-B. THOMAS : *Qu'est-ce qu'un logiciel ?*, Clefs CEA, n° 29, 1994.

B) Enseignement de la neutronique

- [6] J. BUSSAC, P. REUSS : *Traité de neutronique*, Hermann, 1978 et 1985.
- [7] P. REUSS : *Éléments de physique nucléaire à l'usage du neutronicien*, INSTN, 1981, 1987 et 1995.
- [8] P. REUSS : *Éléments de neutronique*, INSTN, 1986 et 1995.
- [9] H. TELLIER : *Réactions nucléaires induites par les neutrons*, INSTN, 1989.
- [10] P. REUSS : *Clefs pour la neutronique des réacteurs à eau sous pression*, INSTN, 1990.
- [11] R. BARJON : *Physique des réacteurs nucléaires*, Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble, 1992.
- [12] D. ROZON : *Introduction à la cinétique des réacteurs nucléaires*, Éditions de l'École Polytechnique de Montréal, 1992.
- [13] H. TELLIER : *Cinétique des réacteurs nucléaires*, INSTN, 1994.
- [14] P. REUSS, H. TELLIER et al. : *Compléments de neutronique*, INSTN, treize cahiers publiés entre 1985 et 1992.
- [15] P. REUSS : *Travaux dirigés de neutronique*, INSTN, 1992-1996.